Nicht f. d. Austausch

Untersuchungen über Elektronenspiegel

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

genehmigt

von der Mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät der

Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin

Von

Günter Hottenroth

aus Berlin-Oberschöneweide

Tag der Promotion: 18. Dezember 1937

Tag der mündlichen Prüfung: 23. Juni 1937

1 9 3 7

Johann Ambrosius Barth in Leipzig

N 83

Referenten: Prof. Dr. C. Ramsauer, Prof. Dr. A. Wehnelt

Sonderdruck aus „Annalen der Physik“ 5. Folge, Band 30, Heft 8. 1937
Printed in Germany

Inhaltsübersicht

Einleitung 1

1. Versuchsanordnung 2

2. Auswertung der Messungen 5

3. Die Elektronenlinse als Spiegel 8

4. Die optischen Eigenschaften des Potentialsattels und die Elektronensteuerung 12

5. Der „eigentliche“ Elektronenspiegel 15

6. Ein elektronenoptisches Verfahren zur Untersuchung von Oberflächen . 17

7. Eigenschaften des Dreielektrodenspiegels 19

Zusammenfassung 24

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41535713_0127

Einleitung

Als Elektronenspiegel bezeichnen wir, entsprechend der Definition in der Optik, Systeme, die die Richtung eines Abbildungsstrahlenganges umkehren. Zu ihrer Herstellung benutzt man, wie bei den elektrischen Elektronenlinsen, rotationssymmetrische Potentialfelder, die sich zwischen aufgeladenen Blenden und Zylindern ausbilden. Die Elektronen werden in ihnen allmählich abgebremst und schließlich zur Umkehr gezwungen. Die Spiegelung erfolgt also in derartigen Systemen nach einem Vorgang, der der Strahlkrümmung in inhomogenen Medien und der Totalreflexion in der Optik entspricht, so daß man statt Spiegel exakter „rückwendige Abbildungssysteme" sagen sollte. Insbesondere ist zu beachten, daß die Umkehr der Elektronen nicht etwa an materiellen Flächen, sondern an Potentialflächen erfolgt.

Die Theorie solcher Spiegel behandelten Henneberg und Recknagel[1]). Sie legten dabei das Feld einer elektrischen Einzellinse zugrunde, das theoretisch und praktisch schon weitgehend in seinen *Linsen*eigenschaften bekannt war[2]). Wenn bei diesem System aus drei Elektroden die Mittelelektrode stark negativ aufgeladen wird, reicht die Energie der Elektronen nicht aus, um die Potentialschwelle zu überschreiten, und sie kehren um. Aus der Elektronenlinse ist damit ein Elektronenspiegel geworden, und zwar je nach den Bedingungen ein Sammel- oder Zerstreuungsspiegel. Recknagel[3])

1) W. Henneberg u. A. Recknagel, Ztschr. f. techn. Phys. **16**. S. 621. 1935.

2) H. Johannson u. O. Scherzer, Ztschr. f. Phys. **80**. S. 183. 1933.

3) A. Recknagel, Ztschr. f. techn. Phys. **17**. S. 643. 1936; Ztschr. f. Phys. **101**. S. 381. 1937.

zeigte, daß dabei die Abbildungseigenschaften des Systems erhalten bleiben.

Auf Grund dieser theoretischen Ergebnisse wurden die im folgenden beschriebenen Versuche begonnen. Zunächst mußte festgestellt werden, ob die Spiegelung der Elektronenstrahlen regelmäßig vor sich geht, oder ob nicht die von der Theorie unberücksichtigten störenden Einflüsse sich bei den stark verlangsamten Elektronen in der Nähe des Umkehrpunktes empfindlich bemerkbar machen. Ein solches Störfeld bilden die Elektronen infolge der mit ihrer Verlangsamung wachsenden Raumladung selbst, die an der Umkehrstelle erhebliche Beträge anzunehmen vermag.

Über die ersten elektronenoptisch hergestellten Spiegelbilder wurde bereits in einer vorläufigen Mitteilung berichtet[1]). Die Aufgabe vorliegender Arbeit war es, die Eigenschaften von Spiegelsystemen quantitativ festzulegen, mit der Theorie zu vergleichen und die dabei gesammelten Erfahrungen zum Bau verbesserter Systeme zu verwerten. Bei der Behandlung dieser Aufgabe wurde ein Verfahren zur Oberflächenuntersuchung gefunden, über das hier ebenfalls berichtet werden wird.

1. Versuchsanordnung

Zur Untersuchung des Elektronenspiegels wird man in einem durch Gegenstand, Linse und Schirm bestimmten Strahlengang den Spiegel einschieben und nun das gespiegelte Bild auf einem anderen Schirm beobachten und ausmessen. Um dabei die Fehler zu vermeiden, die durch schiefen Einfall entstehen, wird man bestrebt sein, das Spiegelsystem so einzuschieben, daß seine optische Achse mit der Achse des ursprünglichen Strahlenganges übereinstimmt. Diese Aufgabe ist durch Anwendung eines magnetischen Querfeldes lösbar, ohne daß die einfallende Strahlung durch den Bildschirm gestört zu werden braucht. Auf Grund dieser Erwägungen und nach Durchführung einiger Vorversuche wurde die Anordnung Abb. 1 gewählt, die, wenig verändert, zu sämtlichen Versuchen verwandt wurde. Sie bestand aus einer Glaskugel mit 4 in einer Ebene liegenden Ansätzen. Der erste Ansatz trug an einem Schliff die Elektronenquelle K, eine mit Barium–Oxyd pastierte Plankathode (Wehneltkathode). Die Glühelektronen konnten durch ein davor angebrachtes Zweiblendensystem B (Immersionsobjektiv), das als Kondensor diente, beschleunigt und gerichtet werden. Vor dem Kondensor befand sich der abzubildende Gegenstand N, ein feinmaschiges Netz von 0,15 mm Maschen-

1) G. Hottenroth, Ztschr. f. Phys. **103**. S. 460. 1936.

weite. Auf dem Netz war durch einige Nadelstiche eine Unsymmetrie erzeugt, um entscheiden zu können, ob das Bild aufrecht oder umgekehrt war.

In dem zweiten Ansatz befand sich die Spiegelanordnung E. In Abb. 1 ist an dieser Stelle das bereits erwähnte System eingezeichnet,

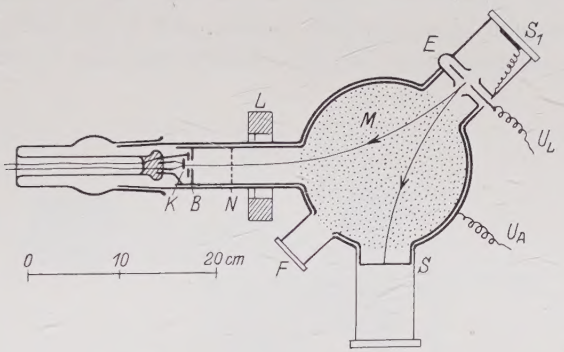


Abb. 1. Schema der Versuchsanordnung.
K Kathode, B Immersionsobjektiv, N Netz als Abbildungsgegenstand, L magnetische Linse, M magnetisches Querfeld, E Spiegelanordnung, S Leuchtschirme, F Beobachtungsfenster

das je nach der angelegten Spannung sowohl Linse als auch Spiegel sein kann. Zu den ersten Versuchen mit dieser sogenannten Einzellinse war dieser Ansatz durch eine aufgekittete Glasscheibe S_1, die auf der Innenseite mit Leuchtsubstanz bestäubt war, abgeschlossen. Dadurch war es möglich, das System gleichzeitig in seinen Linseneigenschaften zu beobachten, was besonders in der Nähe des Übergangsbereiches von der Linse zum Spiegel von Bedeutung ist. Später wurde an Stelle des Planfensters ein Schliff an das Rohr gesetzt, an dem sich eine Schraubvorrichtung T befand (Abb. 2, rechts oben). Durch diese Vorrichtung, die den Ansatz mit der Durchführung beweglich macht, wurde die Zentrierung der Systeme wesentlich erleichtert. Der dem Spiegel gegenüberliegende Stutzen F erlaubte die Beobachtung der Vorderseite des Spiegels.

Das ganze Versuchsrohr zeigt Abb. 2. Man erkennt außer den bereits genannten Teilen die eine[1]) der beiden Ablenkspulen M_1, deren Magnetfeld den Strahlengang in der in Abb. 1 gezeichneten Weise vom Objekt N auf die Spiegelanordnung E (vgl. Abb. 1) und nach Reflexion von dort auf den Schirm S lenkt, und eine magnetische

1) Die zweite Ablenkspule M_2, die symmetrisch zu dieser über dem Rohr sitzt, wurde der Übersichtlichkeit halber zu der Aufnahme entfernt.

Linse L. Diese Linse ermöglicht es, auch bei Verwendung eines Zerstreuungsspiegels abzubilden. Außerdem erlaubt sie, die Bildebene in beliebiger Entfernung einzustellen, da die gegenseitige Lage von Objekt, Abbildungselementen und Auffangschirm im Vakuum nicht verändert wurde[1]).

Der leichteren Handhabung halber war für die ersten Versuche eine magnetische Linse gewählt worden. Es zeigte sich jedoch, daß durch die Überlagerung des Querfeldes und des Linsenfeldes die

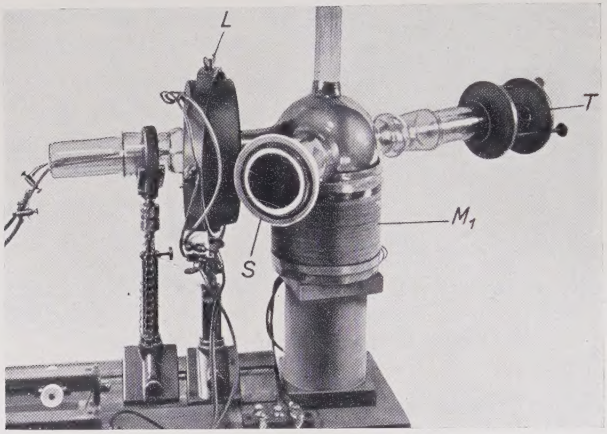


Abb. 2. Versuchsanordnung.
Apparatur zur Untersuchung von Elektronenspiegeln.
L magnetische Linse, M magnetische Ablenkspule, T Schraubvorrichtung, S Beobachtungsschirm

Elektronenbahnen störend beeinflußt wurden. Die Strahlen wurden aus der Zeichenebene (vgl. Abb. 1) herausgelenkt, was durch Schrägstellung der Spule kompensiert werden mußte. Dadurch wuchsen aber deren Linsenfehler. Aus diesem Grunde wurde später an Stelle der magnetischen Linse eine beschleunigende Immersionslinse[2]) benutzt.

Die Innenseite des Glasgefäßes war mit einer feinen Silberschicht (durch Aufdampfen) ausgekleidet, die ebenso wie das Objekt N, die vordere Elektrode der Spiegelanordnung und die Auffangschirme auf Anodenpotential lag. So entstand zwischen den Abbildungselementen ein elektrostatisch weitgehend feldfreier Raum, wie er erforderlich

1) Später erwies sie sich auch aus anderen Gründen als notwendig, wie im folgenden Abschnitt näher gezeigt wird.

2) R. Behne, Ztschr. f. Phys. **101**. S. 521. 1936.

ist, wenn man das Verhalten eines Systems — hier des Spiegels — für sich untersuchen will.

Zur Erhaltung eines guten Vakuums war die ganze Apparatur durch einen (in Abb. 1 nicht gezeichneten) Stutzen ständig an eine 4stufige, mit Quecksilber betriebene Stahldiffusionspumpe angeschlossen. Bei entsprechend kurzen Pumpleitungen und guter Kühlung mit flüssiger Luft wurde es trotz vieler Kittstellen und Schliffe erreicht, daß der restliche Gasdruck von der Größenordnung 10^{-4} mm Hg war, was zum Teil mit dem Mac Leod, zum Teil mittels Ionisationsmanometer überwacht wurde.

2. Auswertung der Messungen

Der Gedanke, der zum Bau der beschriebenen Apparatur geführt hat, war der Optik entlehnt. Dort würde man mit einer Linse L

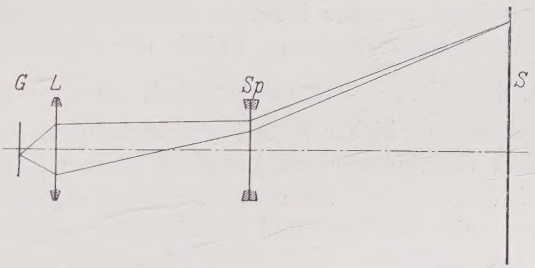


Abb. 3. Optische Abbildung mit zwei Linsen

(Abb. 3) von dem Gegenstand G ein reelles Bild etwa auf den Schirm S entwerfen. Dann würde man in den Strahlengang das zu untersuchende Brechungselement Sp[1]) bringen und würde finden, daß dadurch das Bild unscharf wird. Man würde nun die Brechkraft von L derart ändern, daß das Bild wieder auf S scharf wird und könnte aus der Lage von G, L, Sp und S und der Brennweite der Linse L dann die Brennweite von Sp berechnen.

Bei der Ausführung des analogen Experiments in der Elektronenoptik zeigte sich nun, daß sich dieses in der Optik mögliche Verfahren nicht verwenden läßt. Überraschenderweise konnte nämlich das von beiden Brechungselementen auf S entworfene Bild nur mit der ersten Linse L scharf gestellt werden, wogegen sich durch beliebige Änderung der Brechkraft von Sp seine Schärfe kaum merklich

1) Daß wir in der Abbildung an Stelle des Spiegels eine Linse Sp gezeichnet haben, ändert an den Überlegungen nichts und ist nur der Übersichtlichkeit halber geschehen.

ändern ließ. Der Grund ist der, daß Elektronenstrahlengänge erfahrungsgemäß, und wie später noch näher begründet wird, im allgemeinen auf äußerst kleine Aperturen führen. Dadurch bekommt das Bild eine so große Tiefenschärfe, daß man praktisch seine Lage gar nicht angeben kann. Es ist zwischen *Sp* und *S* überall und immer dann scharf, wenn es mit der Linse *L* auf *Sp* scharf abgebildet wurde. Bei so kleinen Aperturen kann man daher zur Auswertung der Messungen so verfahren, als ob man es nicht mit einem reellen Bild des Gegenstandes, sondern mit einem Schattenriß zu tun hätte.

Daß die Apertur tatsächlich, wie behauptet, sehr klein wird, sieht man durch die folgende Überlegung. Durch die Art der Beschleunigung, die gewöhnlich nahezu der Wirkung eines homogenen elektrischen Feldes entspricht, werden die diffus aus der Kathode austretenden Elektronen weitgehend parallel zur Achse gerichtet. Man kann daher überschlagsmäßig sagen, daß der Winkel α, den die Bahn eines streifend aus der Kathode austretenden Elektrons nach Durchlaufen des beschleunigenden Feldes der Spannung U mit der Achse bildet, den Wert $\alpha \sim \operatorname{tg} \alpha = \sqrt{\frac{\varepsilon}{U}}$ hat, wo ε die gegen die Beschleunigungsspannung sicher stets kleine Austrittsenergie ist. Man sieht also, daß der Aperturwinkel α eines solchen Bündels an sich schon klein ist. Nun sind wir aber in unserer Apparatur, um die Trennung von einfallendem und reflektiertem Strahl durch das magnetische Querfeld bewerkstelligen zu können, an gewisse Strahlenlängen gebunden, die zu einer weiteren Verkleinerung des Öffnungswinkels führen. Die Apertur wird hierdurch noch um den Faktor $1/V$ verkleinert, wobei V die Lateralvergrößerung ist.

Es wurde daher der Versuch unternommen, durch einen Kunstgriff nach einem Gedanken von Wolf[1]) die Apertur künstlich zu vergrößern. Der ausgerichtete Elektronenstrahl wurde dabei mit Hilfe der Ablenkvorrichtung einer Braunschen Röhre auf einem Kegelmantel herumgeführt, damit er in raschem zeitlichen Nacheinander unter großem Aperturwinkel den Gegenstand trifft.

Gegenüber solchen Öffnungswinkeln haben aber die gewöhnlichen „kurzen“ Linsen der Elektronenoptik zu starke sphärische Fehler. Man erhält nur dann ein scharfes Bild, wenn man mit äußerst kleiner Gegenstandsweite arbeitet. Damit steigt aber die Vergrößerung, was, wie erwähnt, wieder zur Verkleinerung der Apertur führt. Dazu kommt, daß bei kleiner Brennweite der Gegenstand sich schon im sammelnden Felde der Linse befindet, wir die Linse also nicht mehr als „kurz“ bezeichnen können. In diesem Falle müssen wir aber

1) F. Wolf, Ann. d. Phys. **83**. S. 849. 1927.

die Strahlkrümmung innerhalb der Linse in ihrer ganzen Ausdehnung berücksichtigen und können uns nicht auf die sonst übliche Schematisierung beschränken, wonach sich der Einfluß der Linse auf die Strahlknickung in der Hauptebene lokalisiert. Beschleunigungslinsen bewirken dadurch eine weitere Verkleinerung der Apertur; wahrscheinlich ist das der innere Grund, weswegen sie erfahrungsgemäß besser abbilden und vorzugsweise benutzt werden[1]).

Wir sehen also, daß es unmöglich ist, nach dem oben beschriebenen optischen Verfahren auf eine Bildebene einzustellen und nach diesem Kompensationsverfahren auf die Brennweite zu schließen. Deshalb mußte eine andere Methode zur Bestimmung der Brechkraft gewählt

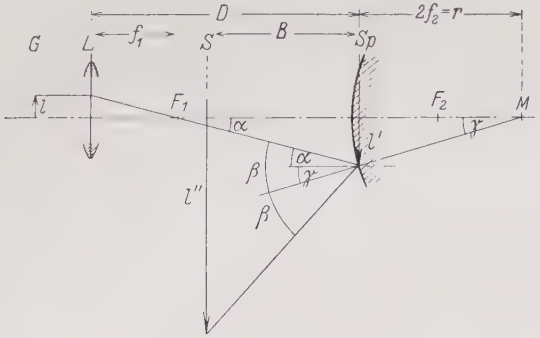


Abb. 4. Elektronenoptische Strahlung.
l Größe des Gegenstandes G, l' Größe des durch L auf Sp entworfenen Bildes, l'' Größe des Spiegelbildes

werden. Diese bestand im folgenden: Man beleuchtet den Gegenstand G (Abb. 4) mittels des Kondensors mit Strahlen sehr kleiner Öffnung, die nahezu achsenparallel sind, und die durch die Linse L praktisch in deren Brennpunkt F_1 vereinigt werden. Dieser Linse geben wir eine solche Brechkraft, daß sie ein Bild von G auf der Ebene des Spiegels Sp entwirft. Die Strahlen werden dort nach dem Reflexionsgesetz reflektiert und fallen auf den Schirm S, wo sie, wie gesagt, ein Schattenbild von G entwerfen.

Nach Abb. 4 ist dann $\alpha = \frac{l}{f_1} = \frac{l'}{D - f_1} = \frac{l + l'}{D}$. Ferner ist $\frac{l'' - l'}{B} = 2\beta - \alpha$ und schließlich $\frac{l'}{2f_2} = \gamma$, wobei die Winkel in der Beziehung stehen $\alpha + \gamma = \beta$. Daraus folgt unmittelbar

$$\frac{1}{f_2} = \frac{ll' - l'}{Bl'} - \frac{l' + l'}{Dl'}$$

1) H. Johannson u. O. Scherzer, Ztschr. f. Phys. **80**. S. 183. 1933 und R. Behne, ebenda **101**. S. 521. 1936.

als reziproke Brennweite des Spiegels[1]). Dabei sind alle eingehenden Größen Strecken. Eine gewisse Unsicherheit besteht bei der Messung von D und B, da diese Strecken durch das magnetische Querfeld gekrümmt sind und wir nicht ohne weiteres wissen, welche Bahn die Elektronen dort beschreiben. Es wurde daher angenommen, daß das Ablenkfeld sich auf das Innere eines Zylinders beschränkt, dessen Durchmesser gleich dem Durchmesser der Ablenkspulen ist, und daß es dort homogen ist. Wir können dann D und B außerhalb der Spulen als geradlinig und innerhalb als kreisförmig annehmen, wodurch wir uns sicher nicht weit von der Wirklichkeit entfernen.

Außerdem bewirkt das Querfeld noch eine Fokussierung in Richtung seiner Ablenkung. Man vermeidet diese Fehlerquelle, wenn man l' und l'' an Strecken mißt, deren Richtung parallel zu den magnetischen Kraftlinien ist, also in unserer Apparatur senkrecht zur Zeichenebene der Abb. 1.

3. Die Elektronenlinse als Spiegel

Die elektronenoptische Linse, an der die ersten Brennweitenberechnungen durchgeführt wurden und die auch in ihrer Eigenschaft als Elektronenspiegel bisher allein theoretisch untersucht worden ist, ist die in Abb. 5a dargestellte Einzellinse. Mit diesem System sind auch die ersten Spiegelversuche durchgeführt worden. Außerdem wurde ein gleichartiges System mit doppelt so großer axialer Ausdehnung (Abb. 5b) untersucht.

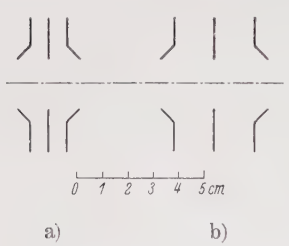


Abb. 5. Untersuchte elektrische Einzellinsen

Zunächst legen wir von unseren beiden Linsen das Sperrpotential fest, d. h. die Spannung, die wir bei einer gewissen Elektronengeschwindigkeit an die Mittelelektrode legen müssen, um gerade die Elektronen am Durchgang durch die Linse zu verhindern. Wir erhalten bei unseren beiden Systemen a und b, wenn wir Elektronen von $U_A = 750$ eV verwenden, die Spannungen 1570 bzw. 1130 Volt als Potentialdifferenzen U_L an den Linsen. Daraus ergibt sich das Spannungsverhältnis $U_L/U_A = -2{,}04$ bzw. $-1{,}53$. Bei diesen Spannungsverhältnissen ist also das Potential des Sattel-

1) Die Richtigkeit der Voraussetzung, daß das Objekt von praktisch achsenparallelen Strahlen beleuchtet wird, wurde im Experiment dadurch bestätigt, daß der ausgeleuchtete Bereich von G und L ebenso groß war wie die Öffnung der Kondensorblenden.

punktes gerade dem Kathodenpotential gleich. Um von diesen mehr zufälligen, durch kleine Unterschiede in der mechanischen Ausführung bedingten, Werten unabhängig zu werden und die verschiedenen Systeme besser vergleichen zu können, ist bei den Betrachtungen dieses Abschnittes stets das gegen Anode gemessene Sattelpotential, das wir fortan mit $\bar{U}_L$ bezeichnen, im Verhältnis zum Anodenpotential angegeben. Für beide Systeme gilt jetzt also definitionsgemäß, daß Sperren bei $\frac{\bar{U}_L}{U_A} = -1$ erfolgt.

In Abb. 6 ist die theoretische Brennweitenkurve der in Abb. 5a dargestellten Einzellinse in dem Bereich, in dem sie als Linse wirkt,

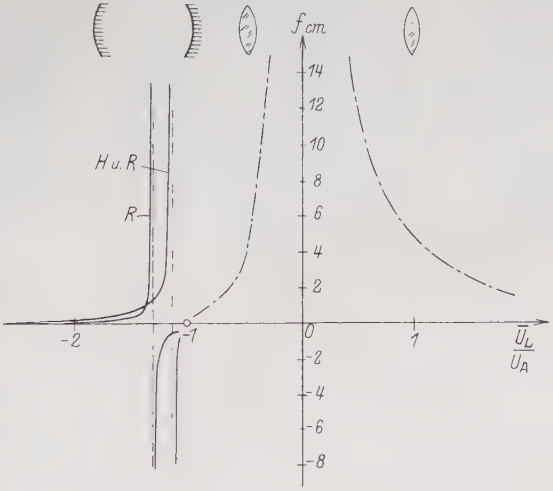


Abb. 6. Brennweitenkurve der Einzellinse
als Linse nach Johannson und Scherzer (gemessen und theor. —·—·—)
und als Spiegel nach Henneberg und Recknagel und Recknagel
(beides theor. ————)

d. h. für $\left(\frac{\bar{U}_L}{U_A}\right) > -1$ strichpunktiert aufgetragen[1]). Außerdem sind ausgezogen die von Henneberg und Recknagel[2]) und Recknagel[3]) nach verschiedenen Methoden berechneten Brennweitenwerte für den Bereich eingetragen, in dem die Linse als Spiegel wirkt, d. h. für $\left(\frac{\bar{U}_L}{U_A}\right) < -1$. Das System ist danach, nachdem es zum Spiegel geworden ist, zunächst Sammelspiegel, um dann über den

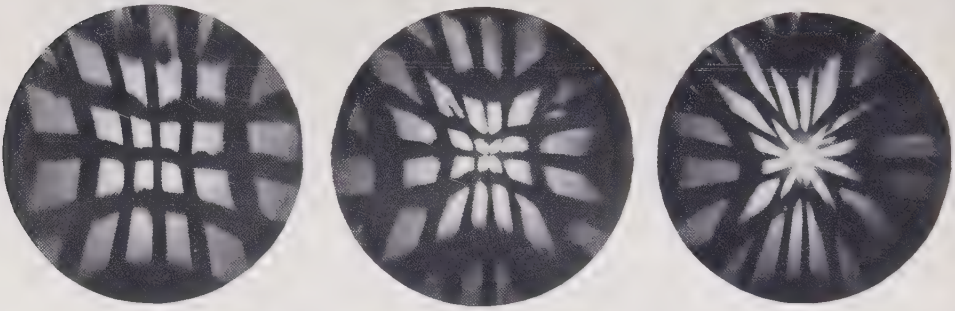
1) H. Johannson u. O. Scherzer, Ztschr. f. Phys. **80**. S. 183. 1933.

2) W. Henneberg u. A. Recknagel, Ztschr. f. techn. Phys. **16**. S. 621. 1935.

3) A. Recknagel, Ztschr. f. Phys. **104**. S. 381. 1937.

ebenen Spiegel[1]) (Asymptote, d. h. $f = \infty$) in den Zerstreuungsspiegel überzugehen. Wo dieser Übergang erfolgt, kommt aus den Rechnungen etwas verschieden heraus, ohne daß mit Sicherheit gesagt zu werden vermag, welche Rechnung die bessere Näherung ergibt.

Prüfen wir nun diese Aussagen der Theorie am Experiment. Bei stark negativem Spannungsverhältnis U_L/U_A erhalten wir ein einwandfreies vergrößertes Bild. Mit sinkender Spannung an der Mittelelektrode beginnt jedoch die Abbildung sich zu verzerren,



a) b) c)

Abb. 7. Spiegelbilder einer Einzellinse

indem sie sich in der Mitte mehr verkleinert als am Rande (Abb. 7). Rechnen wir aus den Abständen usw. aus, welche Vergrößerung und Orientierung das Bild haben müßte, wenn der Spiegel ein Planspiegel wäre, so sehen wir, daß in Abb. 7a das System als Zerstreuungsspiegel wirkt. In Abb. 7b wurde, so gut es bei dieser Verzerrung noch geht, auf die errechnete Vergrößerung des Planspiegels eingestellt. Das hierbei festgestellte Spannungsverhältnis gibt uns also in der Brennweitenkurve die Lage der Asymptote. Kommt man noch näher an das Übergangsgebiet zwischen Linse und Spiegel heran, so wird das Spiegelbild der Form des ursprünglichen Netzes immer unähnlicher, und eine Aussage über die Vergrößerung ist nicht mehr möglich.

Wir können also nur im Bereich des Zerstreuungsspiegels den Verlauf der Brennweitenkurve sicher angeben, denn nur in diesem Gebiet finden wir einen ausmeßbaren Teil des Gegenstandes ähnlich vergrößert im Spiegelbild wieder. Dieser Kurvenzweig ist in Abb. 8 mit der Bezeichnung a_1 wiedergegeben.

1) Dieser Zustand ist natürlich, im Gegensatz zur Optik, nicht durch seine besondere Form ausgezeichnet, sondern nur dadurch charakterisiert, daß einfallender und reflektierter Strahl den gleichen Winkel mit der Achse bilden.

Aus der Beobachtung der Bildveränderung, die eintritt, wenn wir uns mit der Potentialebene, an der die Elektronen umkehren, dem Sattelpunkt nähern, kann man jedoch schließen, daß die Brennweitenkurve etwa den Verlauf hat, der als Kurvenzweig a_2 in Abb. 8 bezeichnet ist. Aus der unmittelbaren Betrachtung des Leuchtschirmbildes kann dies, wenn man seine Entstehung und seine Veränderung unter den verschiedensten Einflüssen beobachtet, eher geschlossen werden, als aus den wiedergegebenen Photographien (Abb. 9), die einen solchen Schluß kaum rechtfertigen würden.

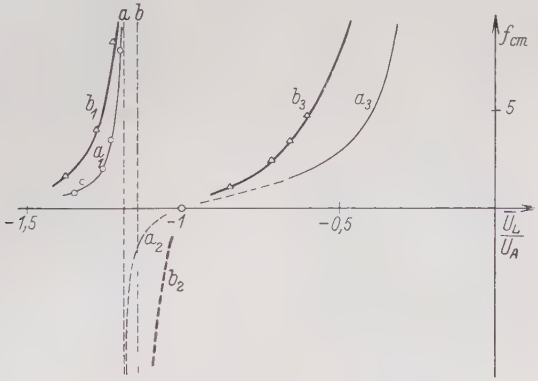


Abb. 8. Gemessene Brennweiten vom System Abb. 5a) ———— – – –, b) ———— – – –

Der anschließende Kurvenzweig a_3 ist wieder die von Johannson und Scherzer angegebene Linsenbrennweite, die wir noch einmal zur besseren Orientierung eingezeichnet haben[1]). Es besteht qualitative Übereinstimmung mit der Theorie insofern, als die gemessenen Punkte nahezu in der Mitte zwischen den beiden in Abb. 6 wiedergegebenen Näherungen liegen.

Die Meßergebnisse am System 5b als Spiegel sind in Abb. 8 als Kurven b_1 und b_2 wiedergegeben. Hier wurde jedoch auch der anschließende Linsenbereich beobachtet und das Ergebnis als Kurve b_3 eingetragen. Die Spiegelbilder der beiden Systeme bei den gleichen Vergrößerungen waren so ähnlich, daß auf eine gesonderte Wiedergabe verzichtet sei. Insbesondere ist auch das System b als Sammelspiegel unbrauchbar.

Aus den Kurven a und b in der Abb. 8 ersieht man, daß das breitere System (vgl. Abb. 5b) größere Brennweiten (kleinere Brech-

1) Zur Erhöhung der Deutlichkeit wurde gegenüber der Abb. 6 ein etwas anderer Maßstab gewählt (Abszisse gestreckt).

kräfte) hat als das System 5a. Diese Tatsache erklärt sich durch die größere axiale Ausdehnung des Systems 5b, durch die die Potentiale bei gleichem Potential des Sattelpunktes langsamer anwachsen, so daß das Feld im ganzen Verlauf homogener wird, und bekanntlich hat ein streng homogenes Feld ja überhaupt keine Brechkraft.

4. Die optischen Eigenschaften des Potentialsattels und die Elektronensteuerung

Auf der optischen Achse der Einzellinse, deren Mittelelektrode negativ gegen die Außenelektroden aufgeladen ist, liegt ein Sattelpunkt des Potentials. Das Feld an dieser Stelle hat das niedrigste Potential, und die Elektronen haben daher dort ihre kleinste Geschwindigkeit. Die Form des Potentialfeldes um den Sattelpunkt wird daher von maßgebendem Einfluß auf die optischen Eigenschaften des ganzen Systems sein.

Nun wissen wir aber aus der Potentialtheorie, daß das Feld in der Nähe eines Sattelpunktes auf der Achse rotationssymmetrischer Felder stets gleiche Form hat und weitgehend unabhängig von sonstigem Potentialverlauf ist[1]). Diese Feststellung gestattet uns also, die Beobachtungen an der Einzellinse auf alle Linsensysteme zu verallgemeinern, bei denen ein Sattelpunkt auftritt und die durch Anlegung geeigneter Spannungen zum Spiegel werden können. Wir wollen uns daher mit den Eigenschaften des Potentialsattels etwas näher auseinandersetzen. Diese Untersuchung wurde am System Abb. 5b ausgeführt.

Wir beobachtem zu diesem Zweck in der Anordnung nach Abb. 1 gleichzeitig auf dem Schirm S_1, die durch das Einzellinsensystem E hindurchtretenden, und auf S die an dem Felde reflektierten Elektronen. Dann legen wir an unser System Spannungen zwischen $\frac{U_L}{U_A} = -0{,}5$ und $-1{,}2$, durchlaufen also nacheinander die Kurvenzweige b_3 und b_2 der Abb. 8. Die Beobachtungen sind in Abb. 9 zusammengestellt. Zunächst, d. h. bei den niedrigen negativen Spannungen, haben wir eine Sammellinse vor uns, deren Brechkraft mit sinkendem $U_L : U_A$ zunimmt, und die gesamte auffallende Strahlung geht durch die Linse hindurch (Abb. 9 f_i, g_i). Schon bei $\frac{U_L}{U_A} = -0{,}70$ beginnt aber auch der Schirm S mit beobachtbarer Intensität aufzuleuchten (Abb. 9 d_s, e_s).

1) E. Brüche u. O. Scherzer, Geometrische Elektronenoptik, S. 66.

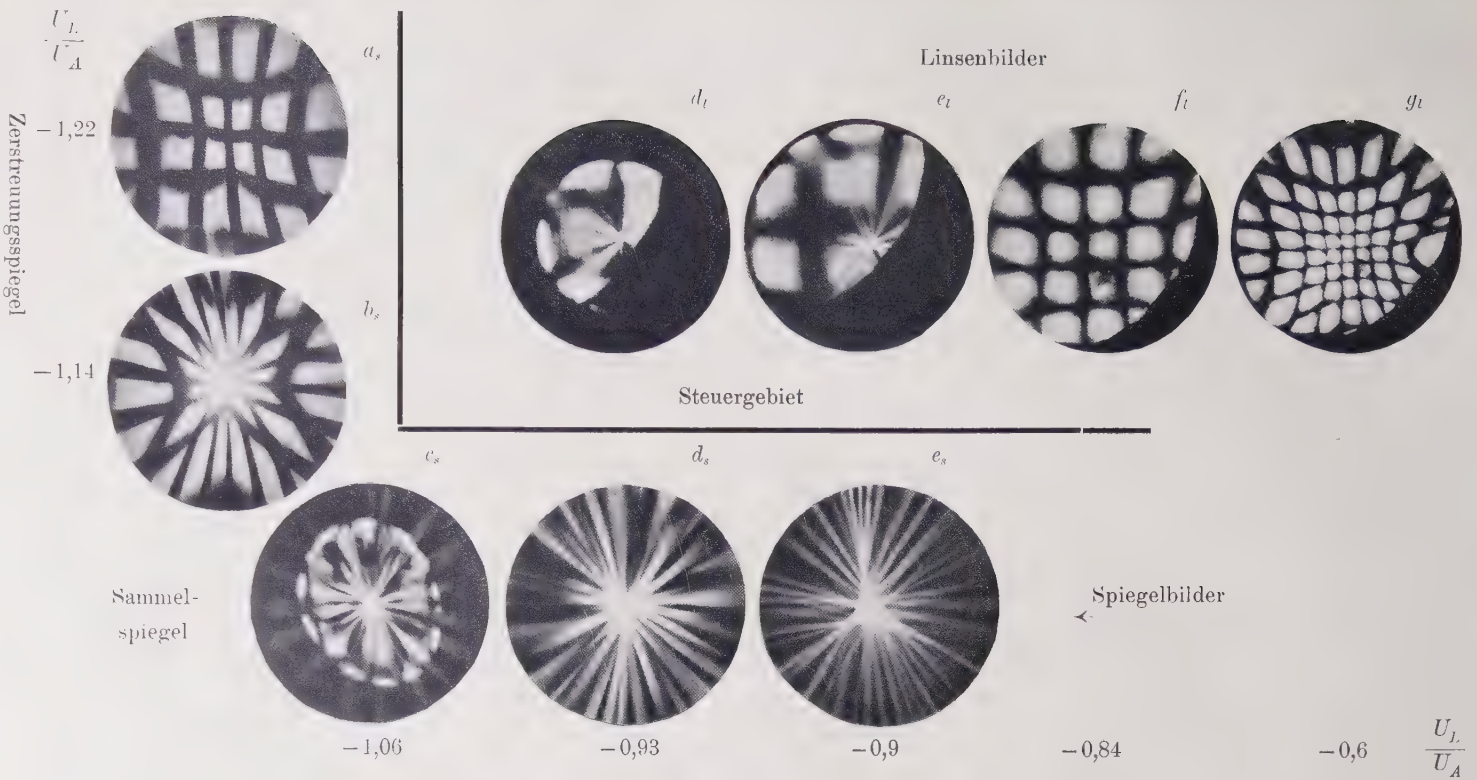


Abb. 9. Umstellung der Einzellinse zum Spiegel.

Der rechte Rand der Linsenbilder d_l—g_l ist durch eine mechanische Blende begrenzt, was sich zufällig aus dem apparativen Aufbau ergab. Die Bilder d_l und e_l sind nach subjektiven Beobachtungen vervollständigt. Die beiden Bilder a_s und b_s der unteren Reihe sind aus Platzmangel nach oben gerückt

Man beobachtet radiale Striche, deren Helligkeit bei weiterem Fortschreiten der Spannung zunimmt, ohne daß sich ihre Form wesentlich ändert. Die Gegenstandsmitte wird indessen immer noch geometrisch ähnlich auf S_1 abgebildet, wobei die Vergrößerung zwar zunimmt, der abgebildete Bereich dagegen zusammenschrumpft (Abb. 9 d_l, e_l). Bei $\frac{U_L}{U_A} = -1$ ist definitionsgemäß das Linsenbild verschwunden. Unter der vorausgesetzten Beschränkung der Gaussschen Dioptrik auf achsennahe Strahlen können wir erst jetzt das System als Spiegel ansprechen. Aber das Spiegelbild ist in diesem Bereich, wie erwähnt und wie es Abb. 9 b_s, c_s zeigt, nicht als Abbildung des Gegenstandes zu erkennen. Man sieht aus der Bilderreihe, daß es sich um eine besonders ausgeprägte sphärische Verzeichnung handelt, indem die Strahlen in den verschiedenen Achsenentfernungen völlig verschiedener Brechkraft unterliegen. Diese Tatsache wurde inzwischen auch von Recknagel[1]) rechnerisch nachgewiesen.

Um die Vergrößerung einer Abbildung festzustellen, brauchen wir auf dem Bilde wenigstens zwei Punkte, deren Abstand zu messen und mit dem Gegenstand zu vergleichen ist —, um die Ähnlichkeit nachzuweisen, wenigstens noch einen dritten. Hätten wir ein wesentlich feineres Objekt, auf dem solche Punkte etwa in $^1/_{100}$ mm Entfernung von der Achse ausgezeichnet sind, so würde wahrscheinlich schon bei etwa $\frac{U_L}{U_A} = -1{,}1$ dieser Bereich ähnlich abgebildet werden. Bei unserem viel gröberen Objekt können wir das erst im Bereich des Zerstreuungsspiegels feststellen.

Wurde das Vorhandensein eines Sattelpunktes als ungünstig für eine optische Abbildung erkannt, so soll doch in diesem Zusammenhang auf ein technisch wichtiges Problem kurz hingewiesen werden, für das die Existenz des Sattelpunktes wesentlich ist, nämlich die Intensitätssteuerung von Elektronenstrahlen. Die achsennahen Gebiete des Systems lassen bei geeigneter angelegter Spannung die Elektronen noch hindurch — dieser Teil wirkt also als Linse —, die Randpartien dagegen reflektieren die Elektronen bereits, wirken also als Spiegel. Die Grenze dieser beiden Gebiete hängt dabei von dem Quotienten U_L/U_A ab, so daß mit Veränderung dieser Größe die Intensität des durchgelassenen Elektronenstromes sich ändert. Wie schnell dieser Vorgang sich vollzieht, insbesondere wie schnell die durchkommende Intensität vom Anfangswert auf

1) A. Recknagel, Ztschr. f. techn. Phys. **17**. S. 643. 1937.

Null sinkt, wird durch die Steuercharakteristik ausgedrückt. Offensichtlich hängt die Steilheit dieser Kurve davon ab, wie groß die Potentialdifferenz zwischen der Mittelblende und dem Sattelpunkt ist. Diese hängt wiederum von der Inhomogenität des Feldes ab. Es ist aber leicht zu erkennen (vgl. S. 12 oben), daß das Feld homogener wird, wenn man die radiale Ausdehnung des Systems schrumpfen, die axiale Ausdehnung wachsen läßt. Wir werden also bei einem System größerer axialer Dimensionen eine steilere Steuercharakteristik erwarten müssen. Für das System Abb. 6b wurde ein Teil dieser Kurve aufgenommen, und zwar elektronenoptisch aus dem vorhandenen Bildmaterial ausgewertet (Abb. 10). Sie gilt also für praktisch achsenparallelen Einfall. Es ist die Größe des Bildes F auf dem Schirm S_1 dividiert durch das Quadrat der Vergrößerung V des Linsenbildes als Maß der durchgehenden Intensität gewählt. Es ist also:

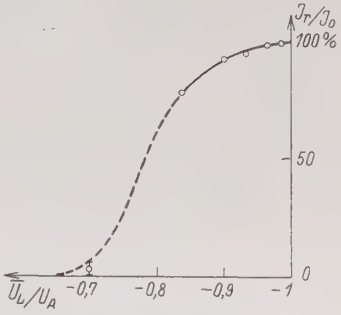


Abb. 10. Steuercharakteristik der Einzellinse nach Abb. 5b. J_r reflektierte Intensität, J_0 maximal durchtretende Intensität

$$f\left(\frac{U_L}{U_A}\right) = \frac{F}{V^2 \pi r^2},$$

wobei r der Radius der Blenden des Systems, πr^2 also ein Maß für die maximal durchtretende Intensität ist.

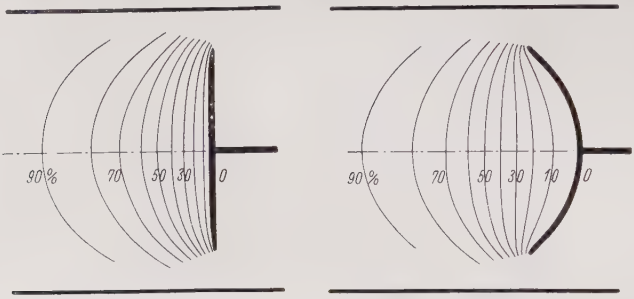
5. Der „eigentliche" Elektronenspiegel

In den vorhergehenden Abschnitten haben wir gesehen, wie eine Elektroneneinzellinse zum Elektronenspiegel wird, wenn das Potential der Mittelelektrode so hohe negative Werte annimmt, daß die Elektronen diesen Potentialberg nicht mehr zu überschreiten vermögen. Wir haben weiter gesehen, daß die optischen Eigenschaften des Systems um so schlechter werden, je näher dem Sattelpunkt die Elektronen umkehren. Erst wenn bei sehr hoher Aufladung der Mittelelektrode die „spiegelnde Potentialfläche" weit aus der Mitte herausgerückt ist, erhält man brauchbare Bilder.

Es liegt nach diesen Feststellungen nahe, ein für die Spiegelung besser geeignetes System herzustellen, indem man die Ausbildung eines Sattelpunktes verhindert. Man erreicht das durch eine in den Strahlengang gestellte Metallelektrode, die auf ein gegen die

Kathode negatives Potential aufgeladen wird. Jetzt kann unser Spiegel natürlich nicht mehr als Linse benutzt werden, was jedoch im allgemeinen auch nicht erforderlich ist. Da ein Teil der Einzellinse fortbleibt, erhalten wir ein einfacheres System, haben außerdem bessere Elektronenbilder und darüber hinaus geringeren Spannungsbedarf zu erwarten.

Der einfachste Elektronenspiegel dieser Art ist die negativ aufgeladene Platte (Abb. 11a). Mit ihrem Potentialfeld, das sich zwischen der runden Platte und dem umschließenden Anodenzylinder ausbildet, stellt sie das einfachste Beschleunigungsfeld dar, das bereits



a) b)

Abb. 11. Potentialfeld „eigentlicher" Elektronenspiegel

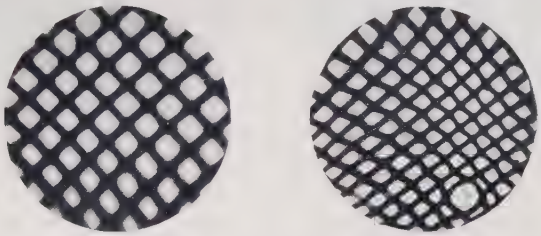
öfter[1]) in seinen elektronenoptischen Eigenschaften als Linse diskutiert worden ist. Für Elektronen, die von der Platte als Kathode ausgehen, würde dieses Feld eine Zerstreuungslinse sein. Diese Zerstreuungslinse wirkt natürlich ebenso auf ankommende wie auf reflektierte Elektronen. Ein gespiegeltes Elektron unterliegt also der Zerstreuungswirkung zweimal, während ein von der Platte als Kathode ausgehendes Elektron nur einmal das Feld durchläuft. Die optische Wirkung ist demnach beim Spiegel doppelt so groß wie bei der Linse.

Unser System ist ein Zerstreuungssystem. Wir können jedoch auch sammelnde Spiegelsysteme dieser Art erhalten. Der Weg, der zu sammelnden Systemen führt, ist durch die Erfahrungen bei den Immersionsobjektiven der Elektronenoptik gewiesen. Es bestehen dort die zwei Möglichkeiten: Konkave Krümmung der Kathodenfläche oder Einbau einer besonderen Elektrode (Ring oder Kreisblende). Wir wollen uns hier zunächst mit der ersten Möglichkeit beschäftigen, während die zweite Gegenstand eines folgenden Abschnittes sein wird.

1) E. Brüche u. O. Scherzer, Geometrische Elektronenoptik, S. 100.

Bauen wir statt der ebenen Platte eine konkave Kugelschale ein, so kommt zu dem zerstreuenden Bezirk noch ein sammelnder Bezirk zwischen Kugelschale und ebener Potentialfläche hinzu (Abb. 11 b). Ob das gesamte Feld jetzt günstigstenfalls — d. h. wenn die Elektronen bis an die Metallfläche herankommen — sammelnd oder zerstreuend wirkt, kommt darauf an, welcher Bezirk überwiegt. Dabei ist zu bedenken, daß die Elektronen im sammelnden Bezirk langsam und damit leicht beeinflußbar sind.

Mit zwei Systemen der erwähnten Art wurden Spiegelversuche durchgeführt. Abb. 12 zeigt zwei Aufnahmen, deren linke mit einem System mit ebener Platte, deren rechte mit einem System mit konkaver Kugelschale aufgenommen wurde. Die Kugelschale hatte einen



a) b)

Abb. 12. Elektronenspiegelbilder mit den Systemen Abb. 11 a und b

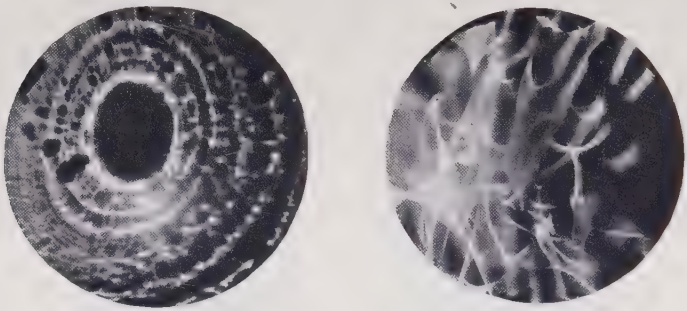
Krümmungsradius von 3 cm bei einem Durchmesser von 4 cm. In beiden Fällen wirkte das System als Zerstreuungsspiegel, jedoch war die Zerstreuungswirkung im zweiten Falle nur noch sehr gering. Beide Bilder beweisen im Vergleich zu den mit der Einzellinse hergestellten Spiegelbildern der Abb. 7 und 9 die verbesserte Abbildungsgüte dieser Systeme.

Durch Veränderung der Elektronenenergie bzw. Änderung der Aufladung der abschließenden Platte bzw. Kugelschale kann noch die Lage der Potentialebene, an der die Elektronen umkehren, verschoben werden und damit seine Brechkraft geändert werden. Rückt diese Fläche von der abschließenden Platte ab, so wächst die Brechkraft des als Zerstreuungsspiegel wirkenden Systems. Dabei ändert sich die Bildgüte nicht merklich.

6. Ein elektronenoptisches Verfahren zur Untersuchung von Oberflächen

Im Zusammenhang mit den zuletzt beschriebenen Versuchen war eine Erscheinung beobachtet worden, die hier kurz behandelt werden soll. Wiederholen wir den Spiegelversuch etwa mit dem

System Abb. 11a und ändern die Lage der Potentialebene, an der die Elektronen umkehren, in der Weise, daß die Elektronen der abschließenden Platte immer näher kommen, so beobachten wir, daß sich dem Spiegelbild des Netzes eine sehr kontrastreiche Struktur zu überlagern beginnt (Abb. 13). Bei weiterer Erhöhung der Elektronenenergie ändert sich an dem Aussehen dieser Struktur im ganzen wenig, bis schließlich das Potential erreicht ist, bei dem die



a) b)

Abb. 13. Elektronenoptische Wiedergabe von Unebenheiten durch reflektierte Elektronen.
a) Platte mit feinen Drehrillen, b) Platte mit Leuchtmasse

Elektronen die Abschlußplatte treffen. Jetzt verschwindet die Struktur und es bleibt ein diffuser Schein von fast gleicher Gesamthelligkeit zurück.

Diese Beobachtungen sind offensichtlich so zu erklären, daß bei Umkehr der Elektronen in unmittelbarer Nähe der Metallfläche sich kleine Störungen im Potentialfeld, die durch Unebenheiten der Metallplatte oder kleine Spannungsunterschiede auf ihr bedingt sind, sehr stark auf den Strahlengang auswirken. Kehren die Elektronen in größerem Abstand von der Platte um, so finden sie ein weitgehend ausgeglichenes Potentialfeld vor, während sich beim Auftreffen auf die Platte natürlich eine Rückdiffusion ergibt.

Zur Prüfung der Frage, wie weit man die genannte Struktur als eine Wiedergabe der Oberfläche ansprechen darf, wurden feine Striche (Drehrillen) in die Platte eingekratzt. Es zeigte sich, daß diese um so besser im Spiegelbilde wiedergegeben wurden, je feiner sie waren (Abb. 13a). Ferner wurde dem Strahlengang eine Metallplatte entgegengestellt, auf der Leuchtsubstanz in üblicher Weise aufgebracht war. Es zeigte sich ein Bild, das keine Rückschlüsse auf die Struktur dieser Oberfläche zuläßt, sondern darauf hindeutet,

daß hier auch Potentialunterschiede in der locker aufliegenden Schicht eine die Deutung erschwerende Rolle gespielt haben.

7. Eigenschaften des Dreielektrodenspiegels

Bisher hatten wir Zweielektrodensysteme behandelt, bei denen die erwünschte Sammelwirkung durch geeignete Krümmung der das System abschließenden Platte erreicht wurde. Die zweite Möglichkeit zur Erzielung der gleichen Wirkung besteht in der Einführung einer besonderen Elektrode, mit der man das Potentialfeld entsprechend beeinflußt. Diese zweite Methode wird normalerweise bei Immersionssystemen, wie sie zur Abbildung von Kathoden dienen, benutzt. Ein solches System aus drei Elektroden hat den Vorteil, daß die Brechkraft leicht durch Spannungsänderung eingestellt werden kann. Bei einem System aus zwei Elektroden ist im Gegensatz dazu das Potentialfeld ein für alle Mal festgelegt, so daß wir als Veränderliche nur noch über die Elektronengeschwindigkeit bzw. was beim Spiegel das Gleiche ist, über die Eindringtiefe in das Potentialfeld frei verfügen können.

Wir sahen bereits, daß die Verhältnisse bei der Verwendung solcher Systeme als Elektronenspiegel etwas anders liegen als bei ihrer Verwendung als Immersionslinse zur Kathodenabbildung. Während bei ihrer Verwendung als Abbildungslinse die Elektronen stets von der abschließenden Platte ausgehen, kann bei ihrer Verwendung als Spiegel die Umkehrfläche durch entsprechende Aufladung der Abschlußplatte noch verschoben werden. Der „Dreielektrodenspiegel“ ist demzufolge dem üblichen Immersionsobjektiv mit Kathode und zwei Blenden nur hinsichtlich des Aufbaues parallel zu ordnen, während er durch verschiedene Aufladung der Abschlußplatte eine höhere Mannigfaltigkeit von Abbildungsfeldern liefert. Wir erhalten somit für ein solches System nicht *eine* Brennweitenkurve, sondern eine Schar von Kurven, deren Parameter das Potential der Abschlußplatte ist. Es ist zu erwarten, daß wir bei der experimentellen Durchführung der verschiedenen Möglichkeiten ein Potentialfeld finden können, das fehlerfreiere Abbildungen ergibt, als sie die bisher betrachteten Systeme lieferten.

Zu den Untersuchungen wurde ein System gewählt, bei dem nach den Erfahrungen über die Bildgüte bei hohlspiegelartig gekrümmten Kathoden nicht eine ebene Platte, sondern eine Kugelschale verwendet wurde. Das System, das in Abb. 14 dargestellt ist, ist aus dem oben erwähnten System Abb. 11b durch Einbau eines Ringes hervorgegangen. Der Ring hatte 3,6 cm Durchmesser und eine Höhe von 2,4 cm.

Wir führen unsere Versuche in gleicher Weise wie bisher mit einer Anodenspannung von $U_A = 750$ Volt durch. Die Kugelschale des Spiegelsystems sei zunächst auf $U_K = -250$ Volt gegenüber der Kathode aufgeladen. Die Spannung am Zwischenzylinder U_Z wird von $+300$ bis -800 Volt kontinuierlich geändert, wobei das gespiegelte Elektronenbild beobachtet wird. Abb. 15 zeigt die aus

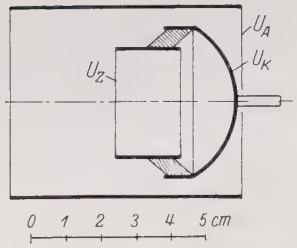


Abb. 14. Dreielektrodenspiegel [1])

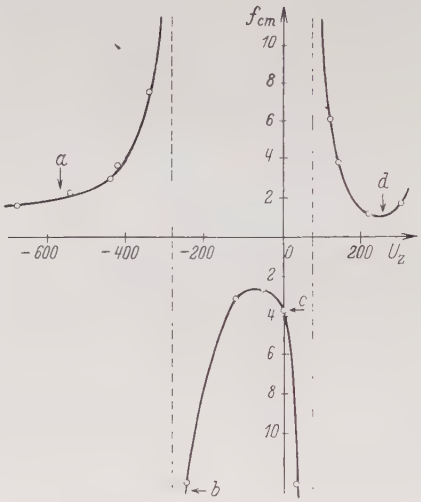


Abb. 15. Brennweitenkurve des Systems Abb. 14

den Messungen sich ergebende Brennweitenkurve des Systems. Es ist die Brennweite f in Zentimetern über dem Potential U_Z des Zwischenzylinders aufgetragen. Wir erkennen, daß die Brennweitenkurve aus drei Teilen besteht. Das System ist bei großer negativer Ringspannung U_Z zunächst ein Zerstreuungsspiegel. Bei $U_Z \sim -260$ Volt wird der Spiegel ein Sammelspiegel, der bei $U_Z \sim -50$ Volt ein Maximum der Brechkraft erreicht. Bei weiterer Steigerung über $U_Z = +60$ Volt wird der Spiegel wieder ein Zerstreuungsspiegel.

Um die optischen Eigenschaften des Systems aus der Form des Potentialfeldes zu erklären, wurden für einige Spannungsverhältnisse an einem vergrößerten Modell des vorliegenden Systems im elektrolytischen Trog die Felder ausgemessen. Diese Potentialverteilungen sind in Abb. 16 a—d zusammengestellt. Die entsprechend bezeichneten Pfeile in Abb. 15 deuten an, an welcher Stelle in dieser Kurve die

1) Das zum Bau dieses Systems verwandte Isolierstück (ein mit dem Drehstahl bearbeitbares keramisches Material) wurde mir freundlicherweise von der Firma Steatit-Magnesia zur Verfügung gestellt.

betreffende Potentialverteilung eintritt. Ebenso ist an den Abb. 16 durch Pfeile markiert, wie weit in diesem Falle die Elektronen in das Feld eindringen[1]).

In Abb. 16a, bei stark negativer Spannung am Zwischenzylinder, ist die Umkehrfläche der Elektronen konvex gegen die von links

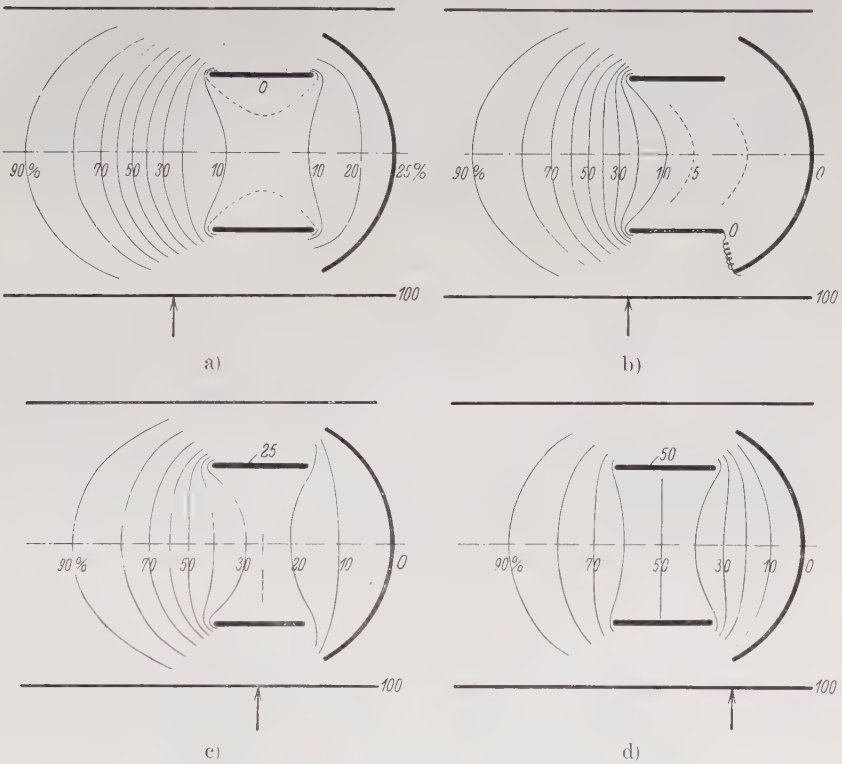


Abb. 16. Potentialfelder des Dreielektrodenspiegels für verschiedene Potentiale am Zwischenzylinder

kommenden Strahlen gekrümmt: das Elektron bewegt sich also nur in einem Feld, in welchem es von der optischen Achse weggetrieben wird. Wir erwarten nach der Potentialverteilung einen Zerstreuungsspiegel, wie es die Brennweitenkurve auch bestätigt. In der folgenden Abb. 16b, wo der Zwischenzylinder das Potential der Kugelschale

1) Die Abb. 16a enthält auch einen Sattelpunkt, doch kehren bei den hier wiedergegebenen Versuchen die Elektronen in großer Entfernung vor ihm um. Versuche mit höherer Elektronenenergie bestätigten die Behauptung, daß der Sattelpunkt die elektronenoptischen Eigenschaften bei allen Systemen in ähnlicher Weise beeinflußt.

hat, ist die Nullfläche schwach konkav gekrümmt. Wie die Brennweitenkurve zeigt, genügt diese geringfügige Krümmung schon zur Erzeugung eines Sammelspiegels. Das liegt daran, daß die Krümmung der Potentialfläche nahe der Umkehrstelle infolge der dort sehr kleinen Elektronengeschwindigkeit entscheidend ins Gewicht fällt.

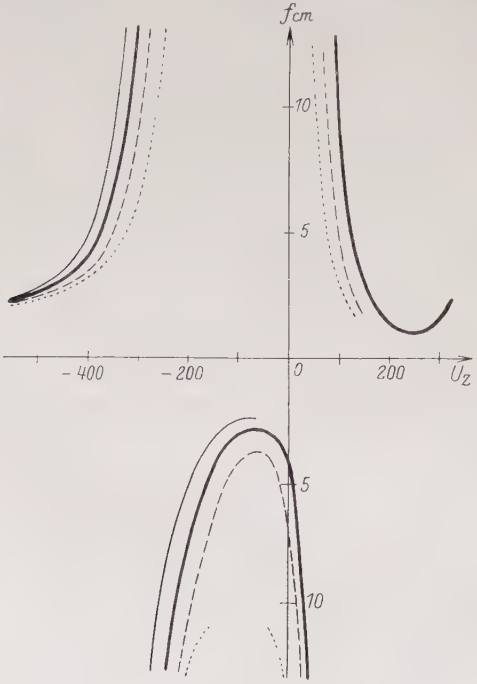


Abb. 17. Raumweite des Systems Abb. 16 für verschieden hohes Potential U_Z des Zwischenzylinders in verschieden hohem Potential U_K der Kugelschale.

$U_A = 750$ Volt
$U_K = 0$ Volt
$U_K = -250$ Volt ——
$U_K = -500$ Volt — — —
$U_K = -750$ Volt – – – –

Erniedrigen wir die Spannung des Zwischenzylinders noch weiter, so kommen wir an das Maximum der Brechkraft heran (ungefähr Abb. 16c). Bei noch stärkerer Spannungsverminderung laufen schließlich die Elektronen durch das Sammelgebiet hindurch in ein zweites zerstreuendes Feld. Die Brechkraft nimmt so stark ab, daß sich nun wieder ein Zerstreuungsspiegel ausbildet (Abb. 16d). Wir können somit in einfachster Weise aus dem Potentialbild qualitativ die tatsächlich beobachteten elektronenoptischen Eigenschaften erklären. Die diesen Vorgang darstellende Bilderreihe ist in Abb. 18 wiedergegeben.

Wie bereits erwähnt, kann das Potential U_k der Kugelschale noch variiert werden. Wir haben es in Sprüngen von 250 Volt von + 500 bis — 750 Volt geändert. Für jedes dieser Potentiale kann die gleiche Betrachtung durchgeführt werden wie oben für das Potential von — 250 Volt. Auch in diesen Versuchsreihen wird je einmal eine Potentialverteilung an den Elektroden erreicht, die den Feldern Abb. 16a—d entspricht, nur haben die Elektronen dann eine andere Eindringtiefe. Die vollständige Schar der Brennweitenkurven gibt Abb. 17. Die stark ausgezogene Kurve ist identisch

mit der Abb. 15. Die Kurven zeigen alle den gleichen Charakter; es braucht daher nicht näher auf diese Abbildung eingegangen zu werden. Bei positiver Spannung der abschließenden Kugelschale

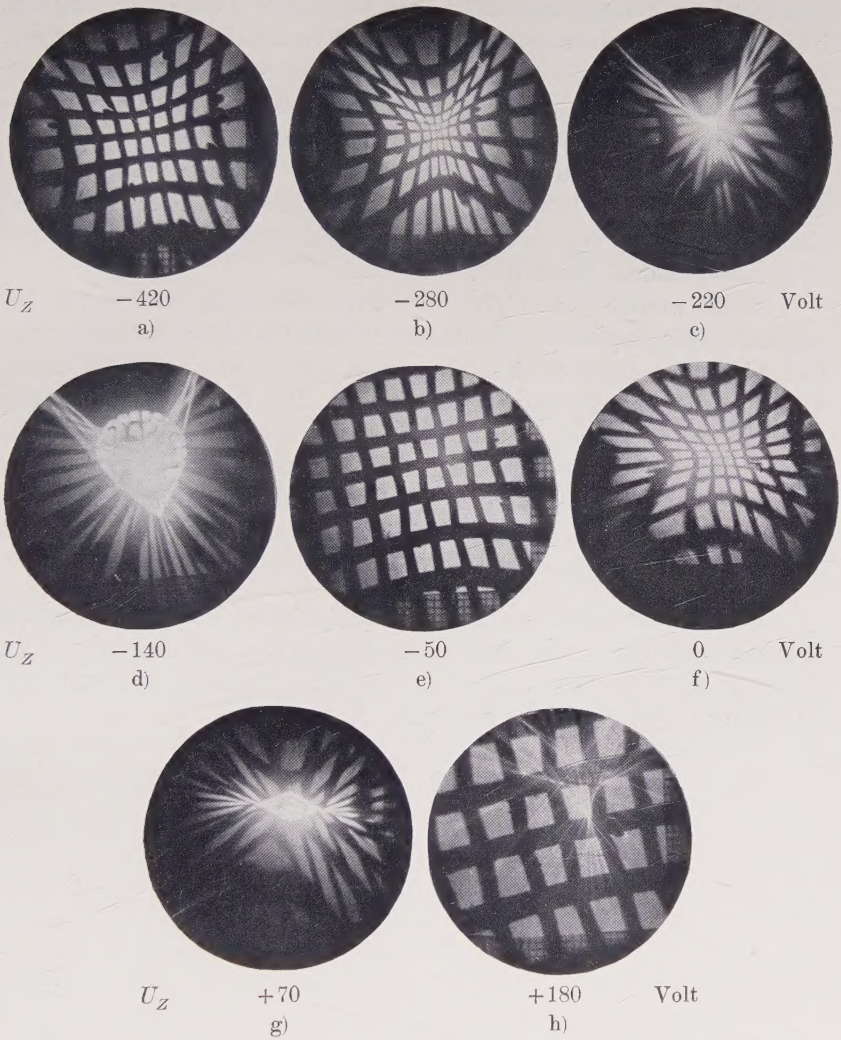


Abb. 18. Spiegelbilder mit System Abb. 15 erhalten bei $U_A = 750$ Volt und $U_K = -250$ Volt

werden die Elektronen natürlich nur bei stark negativem Potential am Zwischenzylinder reflektiert. Wird es positiv, so gelangen die Elektronen auf die Abschlußplatte; man erhält kein gespiegeltes Bild mehr.

Zusammenfassung

1. Es werden Potentialfelder verschiedener Art auf ihre Eigenschaften als Elektronenspiegel experimentell untersucht. Brauchbare Spiegelbilder werden hergestellt. Daraus ergibt sich, daß Störfelder, insbesondere Raumladungen, die Bilder nicht wesentlich beeinträchtigen.

2. Einzellinsen werden als spiegelnde Elemente der Untersuchung unterzogen. Es zeigt sich, daß diese Linsen als Sammelspiegel mit starken sphärischen Fehlern behaftet und nur als Zerstreuungsspiegel praktisch verwertbar sind. Die Ergebnisse stehen mit der Theorie im Einklang. — Der Übergang von der Einzellinse zum Spiegel wird vom Gesichtspunkt der Intensitätssteuerung eines Elektronenbündels betrachtet.

3. Es werden besondere, aus zwei und mehr Elektroden bestehende Spiegelsysteme gebaut, ihre Potentialfelder festgelegt und ihre Abbildungseigenschaften untersucht, wobei sich zeigt, daß auch brauchbare Sammelspiegel erzielbar sind. Bei diesen „eigentlichen" Spiegeln ist im Gegensatz zur Einzellinse eine aufgeladene Metallfläche senkrecht zur optischen Achse aufgestellt. Kommen die Elektronen dieser Metallfläche sehr nahe, ohne sie jedoch zu erreichen, so prägen sich dem Bilde die Unebenheiten dieser Elektrode auf, wir erhalten eine Wiedergabe ihrer Oberfläche.

Vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Laboratorium des Forschungs-Instituts der AEG. im Jahre 1936 auf Anregung von Herrn Dr. Brüche durchgeführt. Ich danke besonders auch Herrn Dr. Recknagel für viele Ratschläge.

Lebenslauf

Ich, Günter Hottenroth, wurde am 7. Juli 1912 in Berlin-Oberschöneweide als Sohn des Betriebsingenieurs Alban Hottenroth und dessen Ehefrau Katharina, geb. Adam geboren und katholisch getauft. Meine erste Schulbildung genoß ich im elterlichen Hause, da meine Mutter selbst Lehrbefähigung hatte. Von Michaelis 1921 bis Ostern 1922 besuchte ich die Volksschule in Oberschöneweide, um dann in das dortige Humboldt-Realreformgymnasium überzugehen. Auf dieser Schule bestand ich auch Ostern 1931 die Reifeprüfung. Seitdem studierte ich an der Universität und der Technischen Hochschule in Berlin Naturwissenschaften. Ostern 1935 wurde mir im Forschungsinstitut der AEG, wo ich schon als Ferienpraktikant tätig war, ein Arbeitsplatz zur Anfertigung einer Doktorarbeit aus der praktischen Physik zur Verfügung gestellt.

Günter Hottenroth

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig. 239/37